

文章编号: 1002-2082(2008)01-0048-04

微光像增强器光阴极灵敏度理论极限问题研究

向世明

(西安应用光学研究所 第二研究室 微光夜视技术国防科技重点实验室, 陕西 西安 710065)

摘要: 光阴极灵敏度(量子效率)是微光像增强器最重要和最基本的性能参数之一,它决定着微光成像系统在低照度下的视距和图像清晰度。根据半导体光电发射物理模型及普朗克黑体辐射理论,简介了光电发射5个环节(光子不完全吸收、GaAlAs/GaAs 后界面、GaAs 光阴极激活层体特性缺陷、GaAs 光阴极表面位垒和 GaAs 光阴极-MCP 之间近贴电场电子隧道效应)对光阴极量子效率的影响,给出了相关数学表达式。在假定5个环节子量子效率均为100%的前提下,估算出蓝延伸GaAs 光阴极在(0.41~0.93) μm 波段内的极限积分灵敏度,其值为6 569 $\mu\text{A}/\text{lm}$ 。文末,对此结果的意义给予评价。

关键词: 微光像增强器;微通道板;积分灵敏度;量子效率;光谱响应

中图分类号: TN144-34

文献标志码: A

Theoretical limit for photocathode sensitivity of image intensifier

XIANG Shi-ming

(Key Laboratory of Low Light Level Technology of COSTIND,

Xi'an Institute of Applied Optics, Xi'an 710065, China)

Abstract: The photocathode sensitivity is one of the most important and fundamental parameters of image intensifiers, which determines the performance of the photo-electronic imaging system under low-light-level conditions. Based on the physical model of semiconductor optoelectronic emission and Plank theory of black-body radiation, the effect of 5 sub-processes on photocathode quantum efficiency is summarized. Several expressions are given to calculate the sensitivity limit under the assumption of 100% sub-quantum efficiencies in the 5 sub-processes. The ultimate sensitivity of 6 569 $\mu\text{A}/\text{lm}$ is obtained for an extended blue GaAs photocathode in the waveband of (0.41~0.93) μm .

Key words: image intensifier; MCP; luminous sensitivity; quantum efficiency; spectral response

引言

高灵敏度、宽光谱 GaAlAs/GaAs 光阴极是四代微光器件的第一技术特征。光阴极光电子发射机理通常可用斯派索(Spicer)3步过程来描述:即电子受激过程(半导体满带电子受激跃迁到导带)、电子输运过程(受激电子通过扩散输运到光阴极后表面)和电子逸出过程(具有足够剩余能量的受激电子逸入真空成为光电子)。本文针对双近贴聚焦像

管的特殊情况进行分析,认为透射式 GaAs 光阴极的灵敏度会受到5个环节子量子效率的限制。这些环节是:1)光学性质(光子不完全吸收)相关的子量子效率 η_1 ; 2) GaAlAs/GaAs 后界面特性相关的子量子效率 η_2 ; 3) GaAs 光阴极激活层体特性缺陷相关的子量子效率 η_3 ; 4) GaAs 光阴极表面位垒特性相关的子量子效率 η_4 ; 5) GaAs 光阴极-MCP 之间近贴电场电子隧道效应相关的子量子效

收稿日期:2007-03-25; 修回日期:2007-05-20

作者简介:向世明(1938—),男,陕西安康人,教授,博士生导师,主要从事光电成像技术研究工作。

E-mail: xshiming2003@yahoo.com.cn

率 η_5 。

文中根据半导体光电发射物理模型和普朗克黑体辐射理论,在假定上述 5 个环节量子效率均为 100% (即每流明输入光子全部转换为有效光电子)的前提下,估算了蓝延伸 GaAs 光阴极在 $(0.41 \sim 0.93) \mu\text{m}$ 波段内的极限积分灵敏度,其值为 $6\ 569 \mu\text{A}/\text{lm}$ 。文末对此方法及其结果的意义给出了评价。

1 微光像增强器光阴极理论极限灵敏度分析

1.1 光阴极光电发射物理模型及量子效率^[1-2]

近贴式像增强器透射式半导体光阴极的受激电子产生、输运和发射过程如图 1 所示。理论和实践证明,光阴极光电发射量子效率存在以下 5 个环节影响因素:

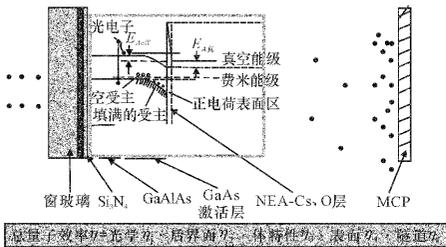


图 1 近贴聚焦像管光阴极光电发射模型示意图

Fig. 1 An illustration of photoelectronic emission process of image intensifier's photocathode

1) 光学性质(光子不完全吸收)相关量子效率 η_1 。它受限于所有界面的反射损失、有限光子吸收损失和有限光谱响应范围损失等;

2) GaAlAs/GaAs 后界面特性相关的量子效率 η_2 。它由后界面应力引起的载流子复合损失和半导体异质结内电场对反向受激电子反射系数不足所致;

3) GaAs 光阴极激活层体特性缺陷有关的量子效率 η_3 。它是由半导体体特性缺陷引起的非辐射复合损失,即所谓有限电子扩散长度损失以及电子与杂质等粒子散射引起的能量损失等;

4) GaAs 光阴极表面特性相关的量子效率 η_4 。它为表面晶体结构及通过激活工艺形成的 GaAs:Cs-O 负电子亲和势 NEA 表面不完善性和不稳定性引起的能量损失;

5) GaAs 光阴极-MCP 之间近贴电场电子隧道效应有关的子量子效率 η_5 。它为强静电场下受激电子的隧道效应对光电发射电流利用不充分造成。

于是,实际光阴极的总量子效率 $Y(\lambda)$ 可表示为如下形式:

$$Y(\lambda) = \eta_1(\lambda)\eta_2(\lambda)\eta_3(\lambda)\eta_4(\lambda)\eta_5(\lambda) \quad (1)$$

1.2 光阴极辐射灵敏度、量子效率及其光谱响应范围

光阴极的辐射灵敏度和量子效率是波长的函数,定义如下:

1) 辐射灵敏度 $S(\lambda)$ 。在单色辐射通量照射下,光阴极所产生的光电流为

$$S(\lambda) = dI/dF \quad (2)$$

工程中,常把辐射灵敏度称为光谱灵敏度或单色辐射灵敏度。

2) 量子效率(或量子产额) $\eta(\lambda)$ 。光阴极每接收波长为 λ 的一个光子所产生的光电子数,通常 $\eta(\lambda) \leq 1$, 其表达式为

$$\eta(\lambda) = n_e(\lambda)/n_p(\lambda) \quad (3)$$

可以证明,光阴极的量子效率 $\eta(\lambda)$ 与辐射灵敏度 $S(\lambda)$ 之间的换算关系为

$$\eta(\lambda) = 1.239\ 85 \times 10^{-3} S(\lambda)/\lambda \quad (4)$$

3) 光谱响应范围。任何半导体光阴极都有一个特定的光谱响应范围,其长波限 λ_f 主要决定于光阴极激活层半导体材料的禁带宽度 E_g 和表面位垒 E_a ,且可用下式^[2]求出:

$$\lambda_f = \frac{1.24}{E_g + E_a} \quad (5)$$

这是因为半导体满带-导带的本征吸收是光阴极光电发射过程的主要来源,而表面位垒在一定程度上影响着光谱响应长波限附近电子的逸出概率。对于正电子亲和势(PEA)光阴极,受激电子必须从激发光子获得比 E_g 大一些(即 $E_g + E_a$)的能量,才能逸入真空成为光电子;而对于负电子亲和势(NEA)光阴极,受激电子则只需从激发光子获得比 E_g 小一些(即 $E_g - E_a$)的能量即可逸入真空成为光电子。可见,对于 PEA 光阴极,光谱响应的长波限 λ_f 短于 $1.24/E_g$;而对于 NEA 光阴极, λ_f 长于 $1.24/E_g$ 。例如,对于 GaAs 光阴极, $E_g = 1.42 \text{ eV}$,则仅由 E_g 决定的长波限为 $0.87 \mu\text{m}$,而激活得比较好的 NEA-GaAs 光阴极为 $0.93 \mu\text{m}$ 。本文计算选取积分限时,采用后者。

1.3 光阴极积分灵敏度

工程上,定义和测试光阴极积分灵敏度的标准条件是:白炽灯标准光源色温为2 856 K,器件收集极(这里为MCP)处于阳极饱和和工作电压时,测量光阴极受单位光通量照射所产生的光电流,结合(2)式,则有:

$$S = \frac{I}{F} = \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_2} W(\lambda)S(\lambda)d\lambda}{680 \int_{0.38}^{0.76} W(\lambda)V(\lambda)d\lambda} \quad (6)$$

式中: I 为光阴极输出光电流; F 为光阴极输入光通量; $S(\lambda)$ 为波长 λ 处光阴极的光谱辐射灵敏度; $W(\lambda)$ 为 2 856 K 标准光源辐射通量光谱分布; $V(\lambda)$ 为人眼的视见函数,其峰值波长处每单位辐射通量与光通量之间的转换因子为 680 lm/W。

在光度学中,用经人眼视见函数校正的 Se (硒) 光电池作为照度计量基准, Se 光电池的光谱响应为 $V'(\lambda)$, 波段范围为 $(0.40 \sim 0.72) \mu\text{m}$, 于是,光源辐射通量与光通量的转换式为

$$F = 980 \int_{0.41}^{0.72} W_m \varphi(\lambda) V'(\lambda) d\lambda \quad (7)$$

1.4 标准光源辐射光谱分布^[1]

在光度学中,认定标准白炽光源具有与同色温(2 856 K) 黑体相同的辐射光谱分布。根据黑体普朗克方程,(6) 式中的标准光源在波长间隔 $d\lambda$ 内的光谱辐射亮度可分别用 $(\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \Omega^{-1})$ 和 $(\text{光子数} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \Omega^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$ 2 种单位予以度量(这里 Ω 代表立体角),即:

$$dB_\lambda = \frac{2c^2 h}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)} \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \Omega^{-1}) \quad (8)$$

$$dn_\lambda = \frac{2c}{\lambda^4 (e^{hc/\lambda kT} - 1)} \quad (\text{光子数} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \Omega^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (9)$$

式中: λ 为波长; c 为真空中光速 $(2.9979 \times 10^8 \text{ m/s})$; h 为普朗克常数 $(6.6262 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})$; k 为波尔兹曼常数 $(1.3806 \times 10^{-23} \text{ J/K})$; T 为 2 856 K。于是 $hc/kT = 5.04$, 另由《电光学手册》^[1] 查知, $2c^2 h = 1.1911 \times 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2/\Omega$, $2c = 5.9959 \times 10^8 \text{ 光子数} \cdot \text{m}/\Omega \cdot \text{s}$ 。将这些数据代入(8)式和(9)式中,并在光谱范围 $(\lambda_1 \sim \lambda_2)$ 内求积分,则得到的标准光源总辐射亮度或辐射光子数亮度分别为

$$B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1.1911 \cdot 10^8}{\lambda^5 (e^{5.04/\lambda} - 1)} d\lambda \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \Omega^{-1}) \quad (10)$$

$$N = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{6 \cdot 10^{26}}{\lambda^4 (e^{5.04/\lambda} - 1)} d\lambda \quad (\text{光子数} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \Omega^{-1}) \quad (11)$$

2 光阴极理论极限积分灵敏度的计算

将蓝延伸 GaAs 光阴极光谱响应范围 $(0.41 \sim 0.93) \mu\text{m}$ 作为积分式(11)的上下限,并依此对各类微光光阴极光谱响应匹配系数或光谱利用率进行规一化处理。按光谱响应曲线峰值的 $1/1\,000$ 处的波长取值,确定 Se 光电池(照度计)、多碱光阴极、标准三代管 GaAs 光阴极和蓝延伸三代管 GaAs 光阴极的光谱响应范围,它们分别是: $0.41 \mu\text{m} \sim 0.72 \mu\text{m}$; $0.40 \mu\text{m} \sim 0.87 \mu\text{m}$, $0.48 \mu\text{m} \sim 0.93 \mu\text{m}$ 和 $0.41 \mu\text{m} \sim 0.93 \mu\text{m}$ 。经照度计计量^[3]的 1 lm 2 856 K 标准光源辐射的光子数通量为 1.3×10^{16} 光子。假定透射式光阴极光电发射过程 5 个环节的量子效率全为 100%,即在上述波段内 1 lm 标准光源辐射的光子数被光阴极全部转换为光电子,换算成电流后即为该光阴极的理论极限积分灵敏度。

应用 Autocad 7.0 软件,由(11)式分别计算标准光源照射在各自响应波段内探测器(光阴极)的光子总数,并经 $0.41 \mu\text{m} \sim 0.93 \mu\text{m}$ 波段总光子数规一化处理,结果如下表所示。

探测器(光阴极)	响应波段/ μm	光源光子数/个 $\cdot\text{s}^{-1}$	利用率/%
Se 光电池(照度计)	0.41~0.72	2.925×10^{23}	31.7
多碱光阴极	0.41~0.87	7.092×10^{23}	76.9
标准三代 GaAs 光阴极	0.48~0.93	9.075×10^{23}	98.4
蓝延伸三代 GaAs 光阴极	0.41~0.93	9.223×10^{23}	100

考虑到照度计的光谱利用效率后,则照度计测得的 1 lm 光子数通量等效于该光源在 $0.41 \mu\text{m} \sim 0.93 \mu\text{m}$ 范围内实际的光子数 $(1.3 \times 10^{16} \text{ 光子} \cdot \text{s}^{-1} / 0.317 = 4.1 \times 10^{16} \text{ 光子} \cdot \text{s}^{-1})$ 。假定 $0.41 \mu\text{m} \sim 0.93 \mu\text{m}$ 波段内各量子效率为 100%,即 $4.1 \times 10^{16} \text{ 光子} \cdot \text{s}^{-1}$ 全部变为光电子,换算成电流后,即可得到蓝延伸 GaAs 光阴极在其光谱响应波段内的理论极限积分灵敏度为

$$S_{\text{max}} = 4.1 \times 10^{16} \text{ 光电子} \cdot \text{s}^{-1} \times 1.6022 \times 10^{-19} \text{ 库仑/lm} = 6\,569 \mu\text{A/lm} \quad (12)$$

采用同样的方法可求得标准三代管 GaAs 光阴极 $(\eta_{\text{三代}} = 98.4\%)$ 和多碱光阴极 $(\eta_{\text{多碱}} = 76.9\%)$ 在 $0.41 \mu\text{m} \sim 0.93 \mu\text{m}$ 波长范围内的理论极限灵

灵敏度分别为 $6\ 463\ \mu\text{A}/\text{lm}$ 和 $5\ 051\ \mu\text{A}/\text{lm}$ 。

3 结果评价

1) 本文计算的蓝延伸 GaAs 光阴极 ($0.41\ \mu\text{m} \sim 0.93\ \mu\text{m}$ 内) 的极限积分灵敏度为 $6\ 569\ \mu\text{A}/\text{lm}$, 这与美国学者^[4]所给出的结果 $6\ 600\ \mu\text{A}/\text{lm}$ 十分接近。本文还给出了多碱光阴极和标准三代 GaAs 光阴极的极限积分灵敏度。

2) 实际上, 全面满足光电发射 5 环节量子效率为 100% 的前提是不可能, 但光阴极光电发射理论极限量子效率及其影响因素的分析和结果, 对相关研制工作可提供了一个方向和技术参考, 即要达到尽可能高的光阴极积分灵敏度, 应解决上述光电发射 5 个环节量子效率相关的理论、结构、材料和工艺优化问题。

3) 本文只是在色温 $2\ 856\ \text{K}$ 标准光源条件下得到的辐射光子数计算结果, 如果换成别的辐射源, 例如夜天光等, 则会得到不同的极限灵敏度值。而且长波响应好的光阴极, 其夜天光下的极限灵敏度会有所提高。

4) 本文把光阴极表面近贴电场电子隧道效应列为对光电发射效率有影响的第 5 个环节具有实际意义, 这是 Spicer 教授 40 年前提出光电发射物理模型时未曾考虑到的。这是因为当今先进的微光

器件多采用近贴聚焦系统, 另一方面是现有光阴极表面的电子逸出概率很难达到 50% 以上, 因此, 充分利用光阴极表面在强近贴电场下的电子隧道效应, 对提高光阴极灵敏度具有实际意义。

参考文献:

- [1] RCA FACTORY. 电光学手册[M]. 史斯, 伍琐, 译. 第 2 版, 北京: 国防工业出版社, 1978.
RADIO COOPERATIVE AMERICAN FACTORY. Electro-optics handbook [M]. 2nd ed. SHI Si, WU Suo, translator. Beijing: National Defence Press, 1978. (in Chinese)
- [2] 向世明, 倪国强. 光电子成像器件原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 1999.
XIANG Shi-ming, NI Guo-qiang. The principle of photoelectronic imaging devices [M]. Beijing: National Defence Press, 1999. (in Chinese)
- [3] SCHAGEN P. 夜视电子器件与电子成像[M]. 北京: 北京工业学院, 1979.
SCHAGEN P. Electronic devices and imaging technology [M]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 1979. (in Chinese)
- [4] JOHSON C B. Photoelectronic: Where have we been, and where are we going[J]. SPIE, 2000, 4128: 138-139.